Reprint from

"ELECTRICITY FROM MHD"

VOL. I

Valensi (1968)

Cet article recouvre en partie le travail d'une thèse soutenue en 1968 devant la Faculté des Sciences de Marseille sous le n° CNRS A.O. 28.76

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY
VIENNA, 1966

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ETUDE DE L'ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSAL SUR UN COURANT SUPERSONIQUE D'ARGON IONISE

J. VALENSI, G. INGLESAKIS ET P. PARRAUD
INSTITUT DE MECANIQUE DES FLUIDES
DE MARSEILLE, FRANCE

Abstract — Résumé

A STUDY OF THE ACTION OF A STRONG TRANSVERSE MAGNETIC FIELD ON A SUPERSONIC CURRENT OF IONIZED ARGON. The action of a transverse magnetic field on a supersonic-flow plasma has been studied in a shock tube constructed for the purpose and comprising a combustion chamber followed by a steel test tube. At the end of the tube there is a duct of insulating material containing electrodes of different types arranged diametrically opposite each other in radial cross-section. The magnetic field, parallel to the plane of the electrodes, is produced by a pair of Helmholtz coils placed against the duct. It is possible to obtain induction fields of up to 3 teslas for a duration of 100 μs. Shocks with a Mach number between 12 and 15 are produced by the rupture of a copper membrane separating the combustion chamber from the test tube, which is filled with argon at a pressure of 1 mmHg. The passage of these shocks through the test tube causes bursts of ionized argon with a duration of about 80 μs and a temperature exceeding 12 000° K. Trials have been carried out using (1) continuous and (2) segmented electrodes and a magnetic field of longitudinal range both (1) shorter and (2) longer than the length of the electrodes. On open circuit in case (1), particularly strong feedback currents develop inside the plasma which shunts the two ends of the electrodes. A simple calculation gives the shape of the voltage produced at the electrode terminals, and this shape is very different from the square pulse which might be expected. If the electrodes are connnected by a very low resistance and the coupling factor is high (~18), both the voltage and current can change sign during the burst. The conservation of energy equation shows that the kinetic energy of the plasma may then be transformed into electrical energy and stored in the self-inductance of the equivalent circuit, or vice-versa. The time resolution of the luminescent phenomenon which accompanies displacement between the electrodes seems to indicate reflection of the ionizing shock wave and considerable variations in the flow rate. In case (2), open-circuit flow indicates that the anomalies observed above disappear completely; the feedback currents are suppressed and the terminal voltage again assumes the square pulse shape which represents the maximum voltage theoretically available. With closed-circuit tests there is no change in the current sign except when the current density and the coupling factor are simultaneously very high.

ETUDE DE L'ACTION D'UN CHAMP MAGNETIQUE TRANSVERSAL INTENSE SUR UN COURANT SUPERSONIQUE D'ARGON IONISE. L'étude de l'action d'un champ magnétique transversal sur un plasma en écoulement supersonique a été effectuée dans un tube à chocs construit à cet effet comprenant une chambre à combustion suivie d'un tube d'essais en acier. A son extrémité ce tube comprend une tuyère en matériau isolant porteuse d'électrodes de divers types, diamétralement opposées dans une section droite. Le champ magnétique, parallèle au plan des électrodes, est produit par une paire de bobines de Helmotz placées contre la tuyère. Il est possible de produire des champs d'induction pouvant atteindre 3 Tesla pendant une durée de 100 μs. Des chocs dont le nombre de Mach est compris entre 12 et 15 sont produits par la rupture d'une membrane de cuivre séparant la chambre de combustion du tube d'essais rempli d'argon à une pression de 1 mm Hg. Leur passage dans le tube d'essais provoque des rafales d'argon ionisé d'une durée d'environ 80 μs et dont la température dépasse 12 000°K. Des essais ont été réalisés avec des électrodes continues (1), aussi bien qu'avec des électrodes segmentées (2) en utilisant un champ magnétique dont l'étendue longitudinale était soit plus courte (1), soit plus longue (2) que celles des électrodes. En circuit ouvert et dans le cas (1) des courants de bouclage particulièrement intenses se développent à l'intérieur du plasma qui shunte les électrodes à leurs deux extrémités. Un calcul simple rend compte de la forme de la tension recueillie aux bornes des électrodes, très différente du signal carré auquel on pouvait s'attendre. Lorsque les électrodes sont réunies par une résistance très faible et lorsque le facteur d'interaction est grand (~18) la tension ainsi que le courant peuvent changer de signe au cours de la rafale. L'équation de conservation de l'énergie montre que l'énergie cinétique du plasma peut être alors transformée en énergie électrique stockée

dans la self du circuit équivalent et réciproquement. La résolution dans le temps du phénomène lumineux qui accompagne le déplacement entre les électrodes semble mettre en évidence une réflexion de l'onde de choc ionisante et des variations considérables dans la vitesse de l'écoulement. Dans le cas (2) les écoulements en circuit ouvert montrent que les anomalies observées ci-dessus disparaissent complètement: les courants de bouclage étant supprimés, la tension aux bornes revêt la forme d'un signal carré qui représente la tension maximale disponible théoriquement. Les essais en circuit fermé ne s'accompagnent d'un changement de signe du courant que lorsque la densité de courant et le facteur d'interaction sont simultanément très élevés.

1. INTRODUCTION

La recherche dont l'exposé fait l'objet du présent mémoire a eu pour but essentiel l'étude des actions mutuelles entre un plasma constitué par de l'argon ionisé en écoulement supersonique dans une tuyère de Faraday, d'une part, et un champ magnétique transversal uniforme, d'autre part.

L'étude expérimentale de ces actions mutuelles, déjà abordée par plusieurs auteurs aussi bien en régime intermittent au moyen du tube à choc [1, 3, 4, 5] qu'en régime permanent [6, 7], permet de déterminer certaines des propriétés physiques du plasma et de préciser son comportement aérodynamique au cours de l'interaction.

Elle s'insère dans le cadre d'un programme plus général de recherches sur les plasmas confié à l'Institut de mécanique des fluides, par la Direction des recherches et moyens d'essais (Direction des recherches techniques).

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

La recherche a été exécutée dans un tube à choc à combustion suivi d'une tuyère de section rectangulaire pourvue de cinq paires d'électrodes avec de l'argon pour gaz d'essai.

Les auteurs se sont inspirés, pour l'exécution du montage expérimental, des recherches déjà effectuées à l'Imperial College par Pain et Smy [1, 2]. Le champ magnétique est du type pulsé.

3. CONDITIONS DES ESSAIS

Les limites extrêmes des conditions des essais sont indiquées ci-après:

$$p_1 = 1 \text{ mm Hg}; \quad T_1 = 293° \text{K}; \quad 13 < M_{bc} < 14; \quad 10\,725 < T_2 < 11\,175$$

$$3620 < \sigma < 3900 \text{ m}\Omega/\text{m}$$

4. RESULTATS

Les signaux recueillis sur les oscillographes concernant la différence de potentiel aux bornes des résistances reliant les électrodes de chaque paire ont en général la forme de créneaux, mais ils sont influencés par la variation dans le temps du champ magnétique appliqué ainsi que par les phénomènes d'induction qui peuvent se produire au début et à la fin de chaque rafale. Dans le but de permettre la discussion des résultats, on a

déduit de ces signaux des valeurs moyennes qui tennent compte des effets mentionnés ci-dessus.

4.1. Etude de la tension instantanée aux bornes des électrodes

4.1.1. Montage électrique

Les électrodes de chaque paire sont reliées entre elles par une résistance extérieure variable et constituent un circuit indépendant. La différence de potentiel aux bornes de chaque résistance est enregistrée sur un oscillographe dont le balayage est déclenché au moyen d'une bascule à retard et synchronisé avec le passage du plasma entre les électrodes. Les enregistrements sont simultanés pour les cinq paires d'électrodes.

4.1.2. Mesures

Les enregistrements de tension sont effectués pour diverses valeurs de la résistance extérieure et pour diverses valeurs du champ magnétique appliqué.

4.1.3. Résultats et discussion

a) Essais en circuit ouvert
Une première série d'essais a été effectuée en fermant les électrodes

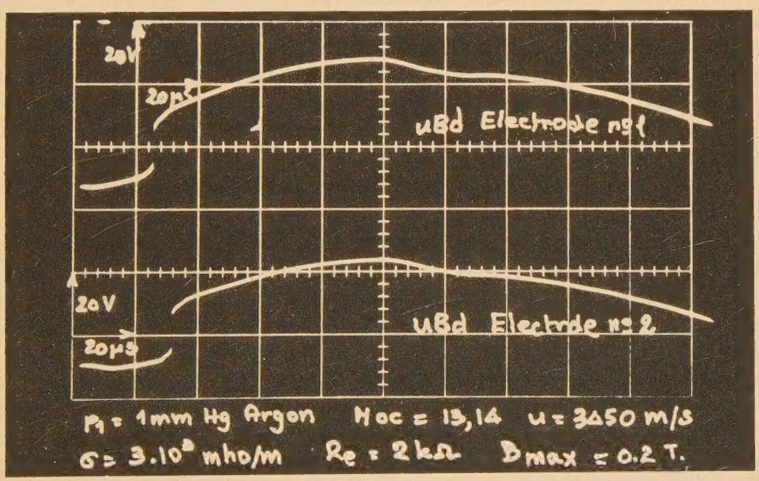


FIG. 1. Signaux recueillis aux bornes des deux premières paires d'électrodes en circuit ouvert.

de chaque paire sur une résistance de $10^3\ \Omega$, suffisamment élevée, par conséquent, devant celle du plasma pour que l'on puisse assimiler le circuit à un circuit ouvert. Aucune atténuation du choc n'est observée dans ces conditions; il n'y a donc aucun courant de bouclage [8, 9]. Cette dernière conclusion est confirmée par l'absence de toute tension induite au

P_1 = 1mm de Hg Argon ; Moc = 13,90
B = 1,075 Tesla ; T_2 = 11000°K ; p_2 = 0,338 bar
$N = \frac{6B\ell}{p\mu} = 91$; ℓ = 1m

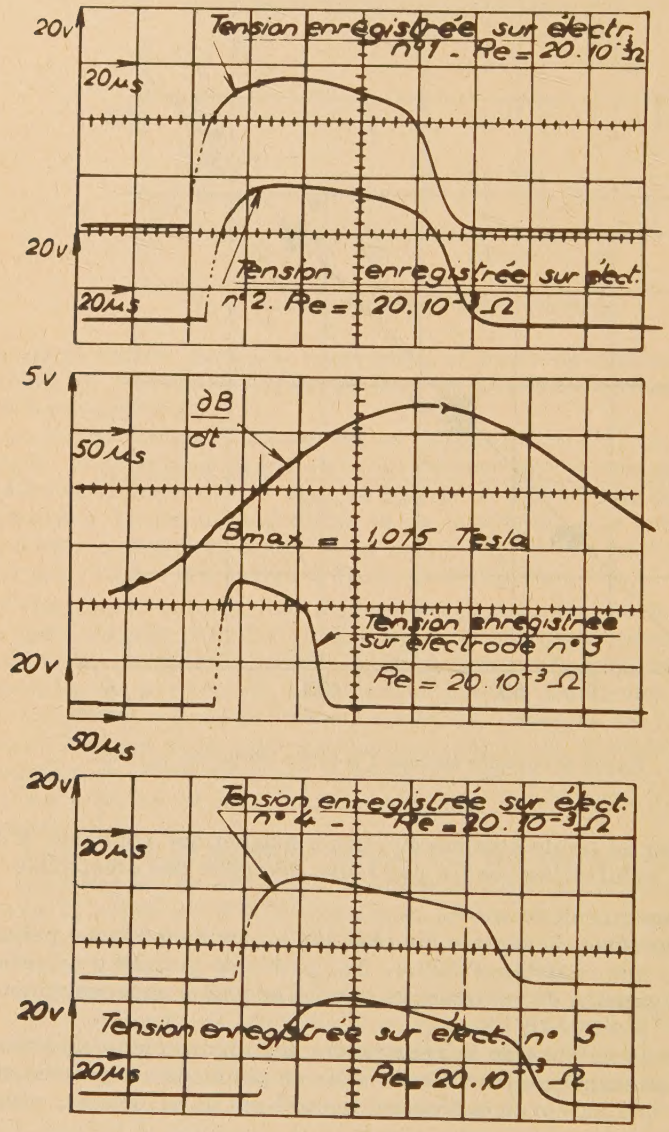


FIG. 4. Conditions de l'essai.

Une telle représentation est donnée à la figure 5 pour la première paire d'électrodes et à la figure 6 pour la cinquième paire d'électrodes.

En ce qui concerne la première paire d'électrodes, I_{m1} pour chaque valeur de la résistance est une fonction pratiquement linéaire de V_e qui

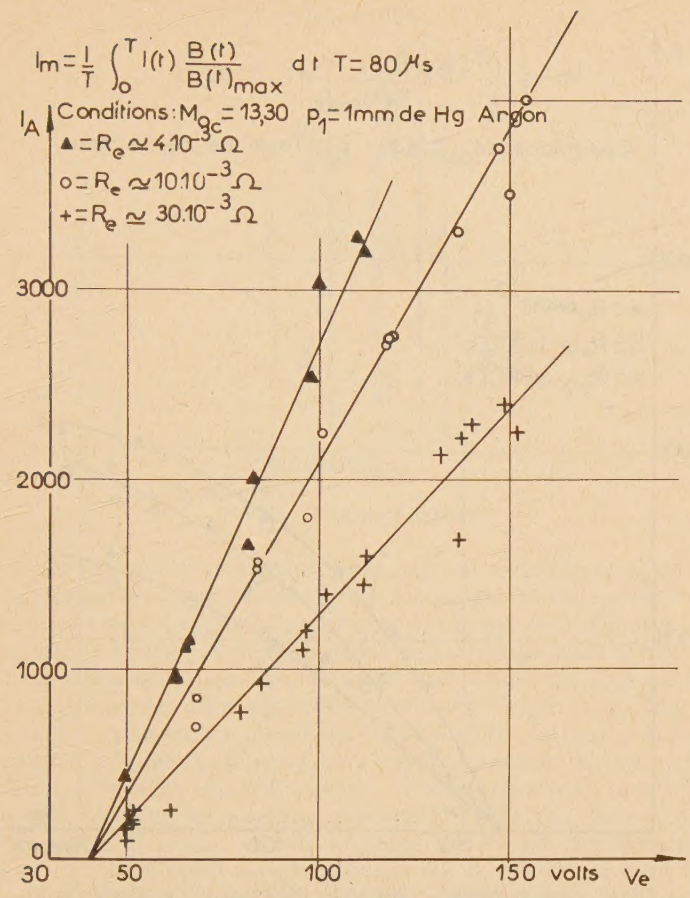


FIG. 5. Courant moyen I_m collecté par l'électrode n°1 en fonction de V_e.

s'annule pour une valeur V_0 de V_e différente de zéro et voisine de 40 V. V_e et I_m apparaissent donc comme reliés par une équation de la forme

$$V_e = V_0 + (R_e + R_i)\, I_m$$

où R_i, indépendant de I_m dans le domaine étudié, est égal à environ $1,8 \cdot 10^{-2}\Omega$. Cette valeur R_i est pratiquement égale à la résistance d'une tranche prismatique de plasma de hauteur égale à l, de largeur égale à celle des électrodes et de conductivité égale à la valeur théorique σ (P_2, T_2) calculée [2, 3, 12]. La densité de courant semble donc être uniforme à la surface des électrodes de la première paire; l'influence de l'effet Hall apparaît ici comme négligeable.

En ce qui concerne les paires d'électrodes suivantes, on constate que pour les trois valeurs de la résistance extérieure mentionnées plus haut I_m est encore fonction linéaire de V_e, pour V_e - ou plutôt B - pas trop élevé (B < 0, 6 T), mais qu'ensuite I_m(B) croît moins rapidement.

Toutes les courbes passent encore par le point V_0, et les tangentes à ces courbes en ce point sont colinéaires des droites $I_m(V_e)$ pour la pre-

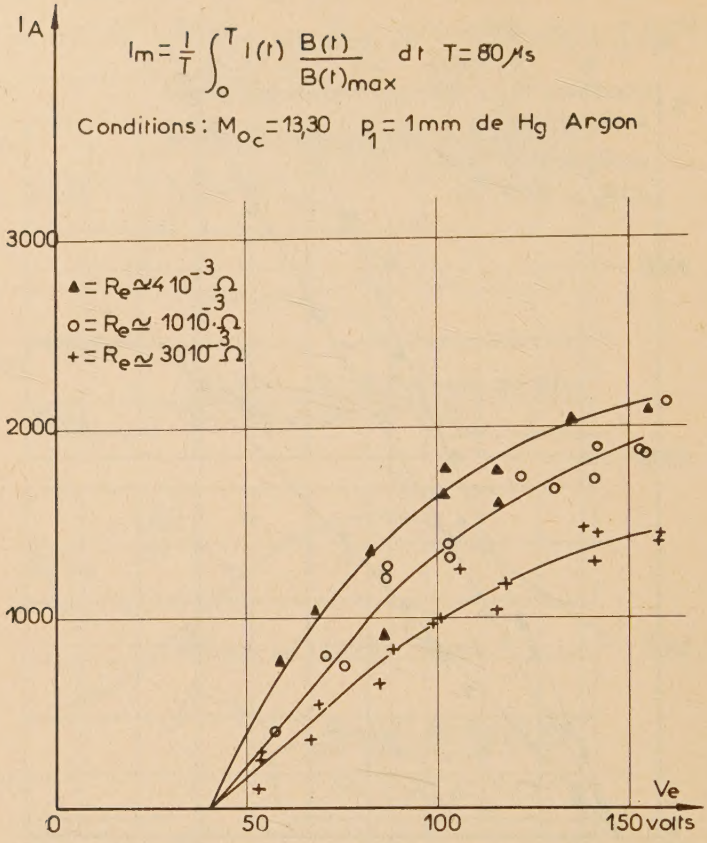


FIG. 6. Courant moyen I_m collecté par l'électrode n° 5 en fonction de V_e.

mière paire. Il y a lieu de penser, en considérant que R_i demeure constant et égal à la valeur admise pour la première paire d'électrodes[1], que par rapport à la tangente à l'origine des courbes $I_m(V_e)$, le déficit de I_m pour une valeur donnée de V_e, ou plutôt l'excès apparent de V_e pour une valeur donnée de I_m, provient du ralentissement du plasma produit par l'interaction champ magnétique-plasma (forces de Laplace), en amont de la paire d'électrodes concernée. Autrement dit, la variation de I_m en fonction de V_e pourrait apparaître comme linéaire si l'on portait en abscisse non pas V_e mesuré en circuit ouvert pour la valeur du nombre de Mach du choc observée en amont de la première électrode, mais pour celle qui se manifeste réellement au droit de la paire d'électrodes concernée. On peut fonder sur cette observation, et c'est ce qui a été fait en 4. 2. 2., une appréciation du ralentissement du plasma dans son parcours entre la première et la dernière paire d'électrodes.

c) Essais en court-circuit

Une troisième série d'essais a été réalisée avec une résistance ex-

[1] Il est possible pourtant que R_i diminue légèrement par suite d'une augmentation locale hors d'équilibre de la densité électronique [13].

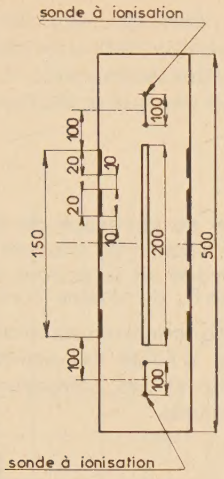


FIG. 7. Schéma de la tuyère.

térieure de $10^{-3}\,\Omega$, nettement plus faible que celle du plasma, de sorte que l'on puisse considérer que les électrodes sont en court-circuit. Les enregistrements obtenus ne présentent plus la forme de créneaux, mais on observe un pic positif prononcé au début de la rafale suivi d'une portion de droite peu inclinée sur l'axe des temps se terminant parfois au-dessous de cet axe. Le retour au zéro est précédé d'une brusque chute (un pic négatif) de la tension. L'interaction étant dans ces conditions très grande, une onde de choc intense faisant face à gauche se forme dans la tuyère et l'écoulement du plasma devient instationnaire: il est fortement ralenti et il peut même y avoir création de mouvements tourbillonnaires avec inversion locale du sens de la vitesse. A cela s'ajoute le fait que les valeurs très importantes de l'intensité extraite permettent le développement d'une tension parasite induite dans le circuit de mesure, ce qui explique les pics observés au début et à la fin de la rafale. En effet, l'influence de celui-ci sur le circuit constitué par le plasma produit au début et à la fin de la rafale une tension parasite proportionnelle à la dérivée de l'intensité. Ces observations sont à rapprocher de celles qui avaient été faites au cours de la précédente recherche.

4.2. Etude de la célérité de l'onde de choc primaire et de la vitesse du plasma

4.2.1. Célérité de l'onde de choc

On dispose en principe de deux moyens différents, qui sont complémentaires, pour mesurer la célérité du choc et évaluer par conséquent son ralentissement dans son passage à travers la tuyère.

Il y a d'abord les sondes à ionisation. Celles-ci ne permettent de mesurer la vitesse du choc, ou plutôt du front de la région très étroite en état de relaxation qui le suit, qu'en deux stations particulières: l'une à 10 cm en amont des électrodes, l'autre à 10 cm en aval des électrodes, ainsi que le montre le schéma de montage de la figure 7. On mesure ainsi le ralentissement global, en ignorant les événements dans le parcours

du choc entre les électrodes. Quoi qu'il en soit les résultats ont été représentés en coordonnées semi-logarithmiques dans la figure 8 où l'on a porté en coordonnées naturelles le ralentissement relatif du choc donné par ces sondes, soit $\Delta U/U$, où U représente la célérité du choc mesurée

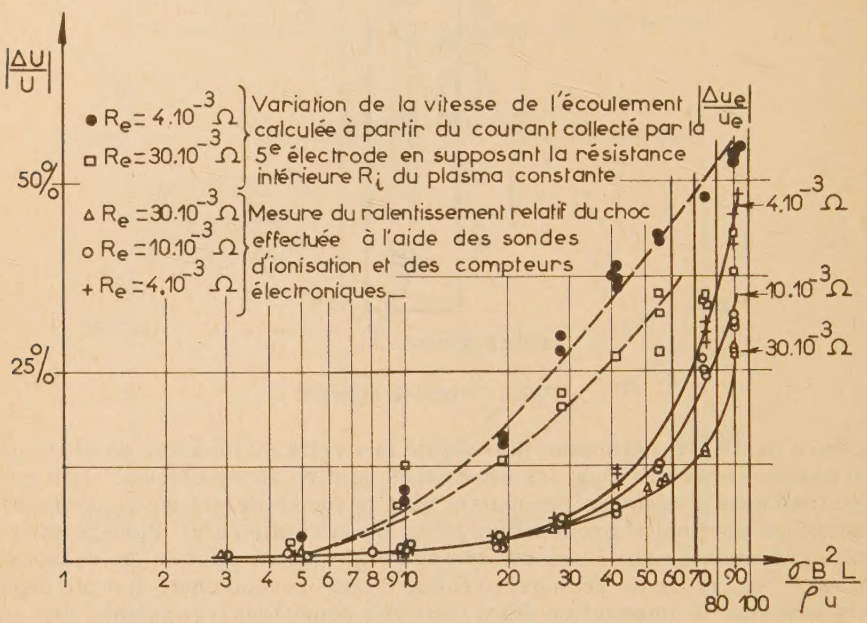

|ΔU/U|
50%
25%
● Re = 4.10⁻³ Ω
□ Re = 30.10⁻³ Ω
Variation de la vitesse de l'écoulement calculée à partir du courant collecté par la 5e électrode en supposant la résistance intérieure Ri du plasma constante
Δue/ue
▲ Re = 30.10⁻³ Ω
○ Re = 10.10⁻³ Ω
+ Re = 4.10⁻³ Ω
Mesure du ralentissement relatif du choc effectuée à l'aide des sondes d'ionisation et des compteurs électroniques
4.10⁻³ Ω
10.10⁻³ Ω
30.10⁻³ Ω
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 20 30 40 50 60 70 80 90 100
σB²L/ρu

FIG. 8. Atténuation de la célérité du choc incident en fonction du facteur d'interaction.

par les sondes en amont en fonction du paramètre d'interaction $\sigma B^2 l/\rho u$, pour diverses valeurs des résistances extérieures, c'est-à-dire du courant fourni par les différentes paires d'électrodes.

Seuls ont été portés d'ailleurs les points correspondant aux essais en circuit fermé sur R_e ($0,4 \cdot 10^{-2}\,\Omega$; $30 \cdot 10^{-2}\,\Omega$) car ceux correspondant aux essais en court-circuit ($R_e < 10^{-3}\,\Omega$) sont trop dispersés.

La figure 8 montre que la décélération reste modérée et indépendante de la résistance extérieure, tant que la longueur d'interaction demeure supérieure à 3 cm. Par contre, lorsque B est augmenté et que par cela même la longueur d'interaction diminue jusqu'à être égale à la demi-largeur de la première paire d'électrodes, la décélération relative du choc augmente beaucoup et devient une fonction rapidement croissante du courant extrait. Elle atteint au maximum, dans le domaine étudié, 50% pour la valeur la plus grande du facteur d'interaction et pour $R_e = 4 \cdot 10^{-3}$.

Il y a ensuite la caméra-tambour sur laquelle le mouvement de la région lumineuse qui suit le choc est photographié à travers la fente qui découvre partiellement l'une des parois latérales de la tuyère.

Ces photographies doivent rendre compte, au moins, du mouvement du front de cette région lumineuse qui limite une zone où le gaz est en relaxation et dont la vitesse doit peu différer de la célérité de propagation du choc. Nous avons admis en fait que le front lumineux était confondu avec le choc lui-même.

Un examen attentif des photographies (fig. 9, par exemple) montre que sur un certain parcours la vitesse du front lumineux demeure inchangée;

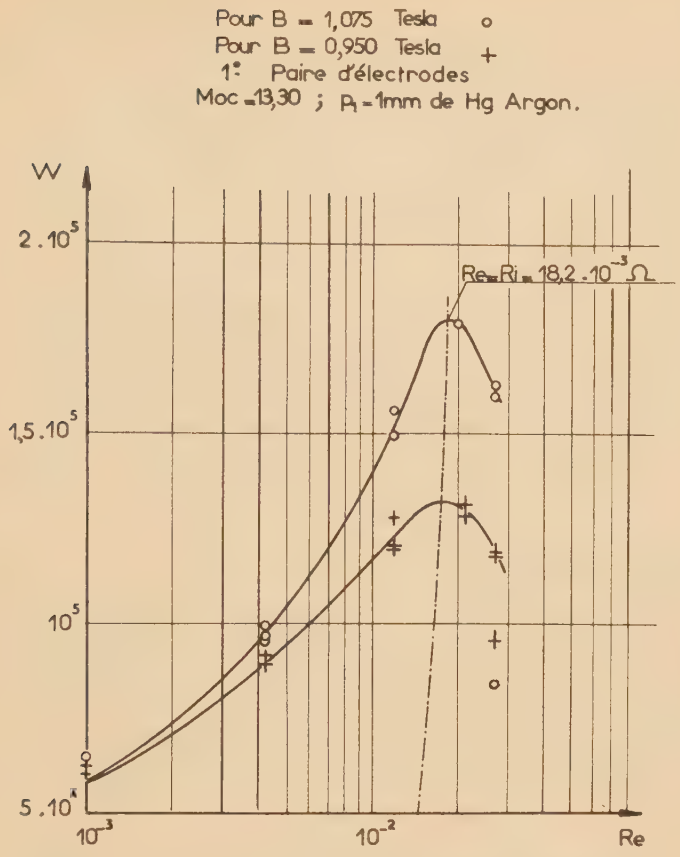


FIG. 9. Puissance extraite en fonction de la résistance extérieure.

la vitesse que l'on mesure ainsi est en bon accord avec la célérité du choc mesurée par les sondes d'ionisation placées en amont des électrodes. Puis à une distance de l'origine de la fente qui est de l'ordre de grandeur de la longueur d'interaction (1, 5 à 2 fois celle-ci), on observe une brusque cassure de la trajectoire qui correspond à une réflexion partielle du choc, comme on le verra au paragraphe 4. 4; celle-ci s'incurve ensuite vers l'aval. Ces aspects de la trajectoire mettent très clairement en évidence un ralentissement du front lumineux, donc du choc qui prend naissance après un parcours de transition mesuré par la longueur d'interaction et qui s'accentue fortement vers l'aval. Malheureusement la frontière du front lumineux devient floue au-delà du parcours de transition et il n'est pas possible de déterminer d'une façon précise la célérité de ce front lumineux du choc.

4. 2. 2. Vitesse du plasma

Il ne semble pas possible de déduire la vitesse du plasma sur toute l'étendue des électrodes à partir de la mesure de la célérité du choc, d'une part, parce que celle-ci est mal connue, si ce n'est en amont et en

aval de la tuyère, ce qui est tout à fait insuffisant, d'autre part, parce que l'état thermodynamique du plasma n'est pas connu avec précision.

Par contre il est possible de déduire la vitesse du plasma au moins au droit de chaque paire d'électrodes située au-delà du parcours de transition, en se fondant sur l'observation faite au paragraphe 4.1.3.b).

Elle est déduite de la mesure du courant moyen dans le temps qui traverse les résistances extérieures reliant les électrodes intéressées.

C'est ainsi qu'ont été portés sur la figure 8 les points expérimentaux correspondant au ralentissement relatif apprécié à partir du courant moyen traversant la résistance extérieure reliant la cinquième paire d'électrodes.

L'examen de la figure 8 montre que le ralentissement relatif du plasma à égalité du paramètre d'interaction paraît plus élevé que le ralentissement du choc, ce qui n'est pas surprenant, car la célérité du choc n'est affectée par le ralentissement du plasma qu'avec un certain retard. De plus la célérité du choc est mesurée en des points où l'action du champ est négligeable; son mouvement de propagation s'est certainement accéléré aussitôt qu'il est sorti de la région d'interaction.

4.3. Etude de la puissance extraite en fonction de la résistance de charge et du champ magnétique appliqué

Trois séries de données intéressantes peuvent être tirées de la mesure de la ddp aux bornes des résistances extérieures et comparées ensuite aux évaluations théoriques correspondantes calculées en supposant des phénomènes unidimensionnels.

La valeur expérimentale de la puissance dissipée par effet Joule dans chacune des résistances extérieures reliant chaque paire d'électrodes a pour expression

$$W_{exp} = \frac{V_{em}^2}{R_e}$$

Un calcul simple donne pour la valeur théorique de cette puissance l'expression suivante:

$$W_{th} = R_e \frac{(uBl)^2}{(R_e + R_i)^2}$$

La résistance R_i représente la résistance interne du plasma entre deux électrodes d'une même paire. Cette résistance est évaluée d'après les courbes données par Schultz-Grunow et Denzel [14] qui prennent l'effet Hall en considération.

Pour chaque valeur de B le facteur de Hall est calculé en prenant pour $w_e\tau_e$ /B la valeur l, telle qu'elle résulte de la théorie et également de mesures antérieures.

La vitesse du plasma u à l'entrée de la tuyère est calculée comme indiqué au paragraphe 4.2.2. d'après la célérité mesurée de l'onde de choc. Le calcul, comme il a été dit plus haut, ne donne évidemment qu'une valeur approchée et moyenne de u, puisqu'elle suppose le plasma uniformément en état d'équilibre thermodynamique.

La figure 9 représente pour des valeurs différentes du champ magnétique appliqué la puissance extraite de la première paire d'électrodes

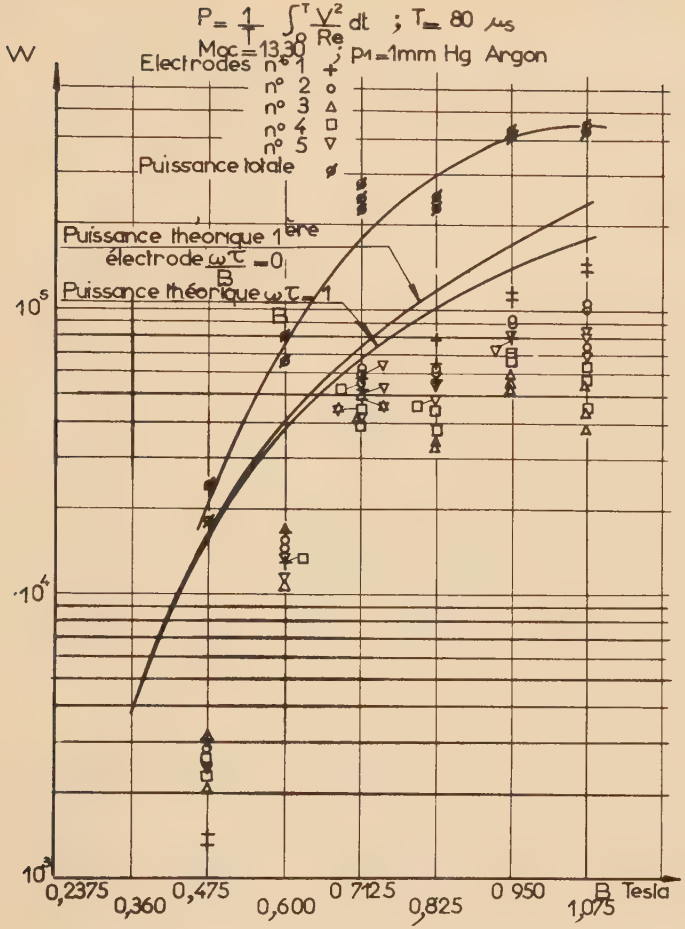


FIG. 10. Puissance moyenne extraite par électrode pour R_e $30 \cdot 10^{-3}$ en fonction de B.

en fonction de R_e. On voit que cette puissance est maximale lorsque la résistance extérieure est égale à $1,8 \cdot 10^{-2}\,\Omega$, c'est-à-dire à la résistance du plasma entre ces deux électrodes, telle qu'il est possible de l'évaluer à partir des courbes de Schultz-Grunow et Denzel.

La figure 10 représente la puissance extraite sur chaque paire d'électrodes en fonction du champ magnétique appliqué, $R = 30 \cdot 10^{-3}\,\Omega$. Les courbes obtenues pour les autres valeurs de résistance de charge sont analogues. La courbe théorique concernant la première paire d'électrodes a été représentée sur la figure 10.

Enfin, la figure 11 représente l'intensité développée dans les mêmes conditions, en fonction de l'abscisse dans la tuyère. La décroissance de l'intensité mise en évidence par ces courbes est due à la diminution de la vitesse du plasma, de l'amont vers l'aval.

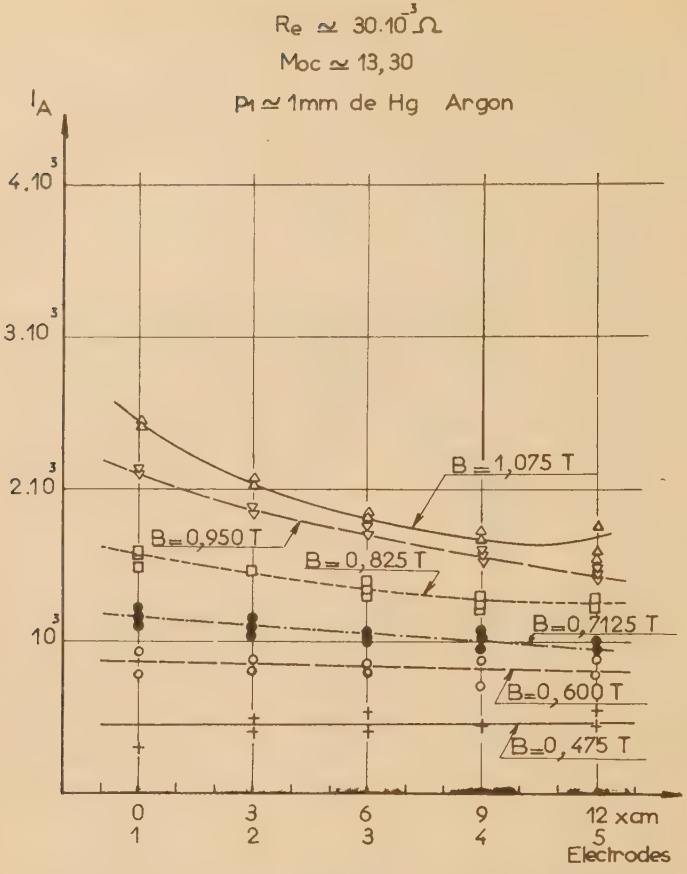


FIG. 11. Répartition du courant en fonction de l'électrode.

4.4. Discontinuités mises en évidence dans les diagrammes x, t relevés avec la caméra-tambour

Le ralentissement du plasma et du choc au cours de l'interaction, déjà mentionné et discuté dans les paragraphes précédents, ne se fait pas sans qu'apparaisse, sauf lorsque le facteur d'interaction est très faible, un choc qui résulte de la réflexion partielle au sein du plasma de l'onde de choc incidente. Il s'agit plutôt, en réalité, d'un choc résultant de l'accumulation d'ondes de compression instationnaires formées à l'aval du choc primaire, dans le plasma, au cours de son ralentissement. Ce choc ainsi formé, qui fait face à gauche, prend donc naissance à une distance du bord d'attaque de la première paire d'électrodes qui doit être approximativement égale à la longueur effective d'interaction. Celle-ci a pour expression

$$l' = \frac{l^*}{1 - \frac{E}{uB}} = l^* \left(1 + \frac{R_e}{R_p}\right)$$

où l^* désigne la longueur théorique d'interaction, soit $\rho u/\sigma B^2$, et où R_e et R_p désignent respectivement la résistance extérieure et la résistance du plasma entre une paire d'électrodes.

Quant à l'intensité de ce choc, elle dépend évidemment de l'intensité du courant débité par chacune des paires d'électrodes intéressées.

Un calcul simple donne pour l'expression approximative du ralentissement du plasma, donc de l'intensité du choc

$$\Delta u = -\frac{1}{M_2^2 - 1}\,\frac{u_2 B}{p_2 b}\left(1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma}\,\frac{1}{1 + \frac{R_p}{R_e}}\right) I_t$$

où u_2 et M_2 désignent respectivement la vitesse et le nombre de Mach du plasma à l'entrée dans la tuyère, p_2 désigne la pression du plasma, b désigne la largeur de la tuyère et I_t le courant total extrait, somme des courants partiels débités par chaque paire d'électrodes.

Ces lois très simples semblent être confirmées par l'expérience au moins lorsque le paramètre d'interaction est grand.

C'est ainsi que la figure 12 montre que pour $\sigma B^2 L/\rho u = 95$, $R_e = 10^{-3}$ et B = 1,07 T, un choc faisant face à gauche prend naissance à 30 mm environ du bord d'attaque de la première paire d'électrodes. Ce choc étant très intense (car R_e étant petit, I_t est très grand), il remonte le courant pour se réfléchir ensuite sur la surface de discontinuité. Le ralentissement du plasma est très apparent.

Les conditions étant identiques, sauf pour R_e ($R_e = 10^{-2}\ \Omega$), le choc, ainsi que le montre la figure 13, est beaucoup moins intense que dans le cas précédent. Il semble, d'après la photographie correspondante, être stationnaire et prendre naissance à 50 mm environ du bord d'attaque de la première paire d'électrodes.

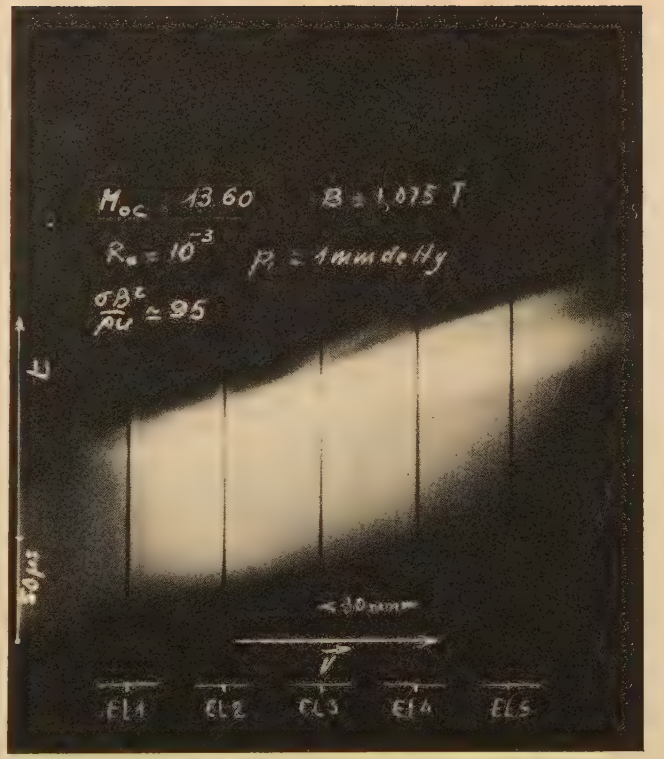
Les figures 14 et 15, exécutées pour $\sigma B^2 L/\rho u = 73$ et 49 et pour R_e respectivement 10^{-2} et $3.10^{-2}\ \Omega$, montrent bien que le choc est beaucoup moins intense, qu'il semble stationnaire et qu'il prend son origine vers la dernière paire d'électrodes, caractères indiqués par les lois précédemment énoncées.

REMERCIEMENTS

Les auteurs adressent leurs remerciements à Monsieur le Professeur Dubois et à Monsieur l'Ingénieur général Billion, qui ont bien voulu autoriser la publication du présent mémoire.

PRINCIPALES NOTATIONS

I - intensité extraite sur une paire d'électrodes
P - puissance extraite sur une paire d'électrodes
V - tension mesurée aux bornes d'une paire d'électrodes
l - espace séparant les deux électrodes d'une même paire
R_i - résistance intérieure relative à une paire d'électrodes
V - chute de tension aux bornes d'une paire d'électrodes
B - champ magnétique appliqué
R_e - résistance extérieure



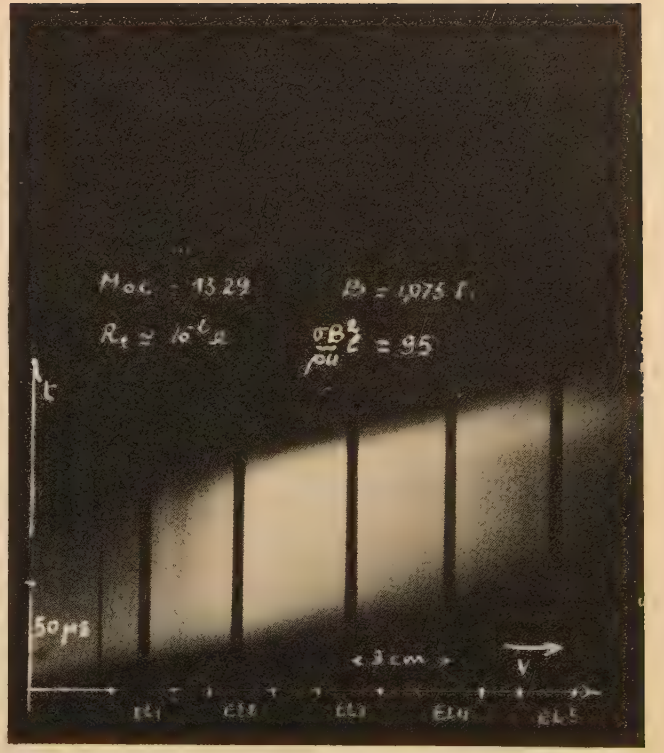
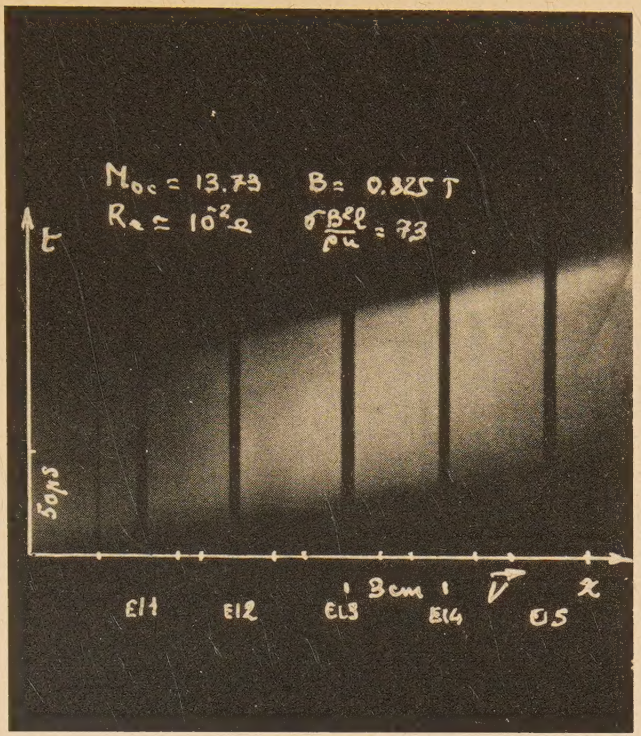


FIG. 12 et 13. Phénomènes lumineux observés à travers la fente longitudinale de la tuyère (résolution dans le temps: 0,2 mm/µs).
Noter le choc et sa réflexion sur la surface de discontinuité, ainsi que le fort ralentissement du plasma.



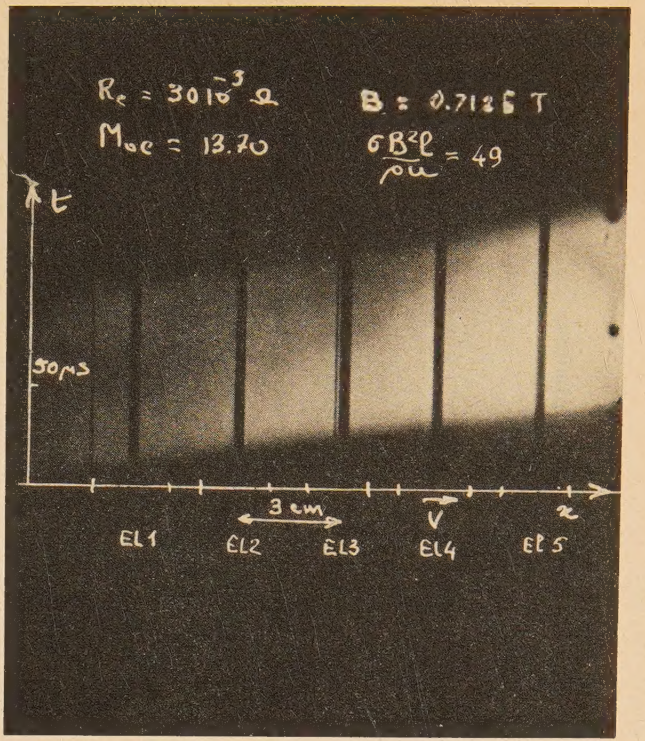


FIG. 14 et 15. Phénomènes lumineux observés à travers la fente de la tuyère (résolution dans le temps: 0,2 mm/μs).

P_t - puissance totale extraite
ω_e - fréquence de giration des électrons
σ - conductivité scalaire du plasma
j - densité du courant électrique dans le plasma
E - champ électrostatique dans le plasma
τ_e - temps de relaxation des électrons
I_t - intensité totale
M - nombre de Mach du choc
u - vitesse de l'écoulement

REFERENCES

[1] PAIN, H.J., SMY, P.R., Magnetic field interaction with shock ionized argon, Proc. Phys. Soc. 76 (1960) 849.
[2] PAIN, H.J., SMY, P.R., Experiments on power generation from moving plasmas, J. Fluid Mech. 10 (1961) 51.
[3] LIN, S.G., RESLER, E.L., KANTROWITZ, A., Electrical conductivity of highly ionized argon produced by shock waves, J. Applied Phys. 26, 6195 (1955).
[4] DE LEEUW, J.H., The interaction of a plane strong shock wave with a steady magnetic field, UTIA Rep. 49 (1958).
[5] PATRICK, R.M., BROGAN, T.R., One dimensional flow of an ionized gas through a transverse magnetic field, J. Fluid Mech. 5 (1959) 289-309.
[6] LOUIS, J.F., LOTHROP, J., BROGAN, T.R., Fluid dynamic studies with MHD generator, Phys. Fluids, 7 3 (1964) 362.
[7] LOUIS, J.F., CAL, G., BLACKBURN, T.R., Detailed theoretical and experimental study of a large MHD generator, AIAA Journal (1965) 3, 8 (1965) 1482.
[8] FISHMAN, F., Steady MHD flow through a channel of circular section, Res. Rep. 97, AVCO Everett Research Lab. (1960).
[9] VALENSI, J., INGLESAKIS, G., PARRAUD, P., Symposium sur les plasmas froids, 20e Congrès IUPAC, Moscou (1965) (à paraître).
[10] ARAVE, R.J., HURLY, O.A., Aeothermodynamic properties of high temperature argon, Boeing Comp. Doc. 2 11238, Boeing Aircraft to Seattle, Wash (1962).
[11] DRELLISHAK, K.S., KNOPP, C.F., ALI BULENT CAMBEL, Partition functions and thermodynamic properties of argon, Phys. Fluids 6 9 (1963).
[12] DE VOTTO, R.S., Argon plasma transport properties, SUDAER No. 217 (1965).
[13] NAGAMATSU, H.T., Non linear electrical conductivity of plasma for MHD power generation, General Electric Res. Lab. Rep. 62-RL (3023 C) (1962).
[14] SCHULTZ-GRUNOW, F., DENZEL, D.L., Calculations of the electric characteristics of an MHD generator with finite electrodes, ENEA Symposium, Paris (1964) 661.

Printed by the IAEA in Austria